

TARTU ÜLIKOOL  
LOODUS- JA TEHNOLOOGIATEADUSKOND  
Füüsika Instituut

Lauri Hämarik

VOLFRAMI LASERINDUTSEERITUD PLASMA:  
VOOLUIMPULSID JA KIIRGUSE RUUMILINE JAOTUS

Bakalaureusetöö (12 EAP)

Juhendaja:  
Kaarel Piip, MSc

Tartu 2014

# Sisukord

<b>Sissejuhatus</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1 Plasmapilve areng ja meetodid selle uurimiseks</b> . . . . .	<b>5</b>
1.1 Plasma areng . . . . .	5
1.2 Plasma spektroskoopia . . . . .	6
1.3 Plasma laetud osakeste uurimine . . . . .	7
1.4 Kiirguse jaotuse fotografeerimine . . . . .	9
1.5 Lennuaja mõõtmine . . . . .	9
<b>2 Eksperiment</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>3 Mõõtmistulemused ja analüüs</b> . . . . .	<b>12</b>
3.1 Mõõdetud vooluimpulsid . . . . .	12
3.1.1 Vooluimpulsi sõltuvus rõhust . . . . .	12
3.1.2 Vooluimpulsi sõltuvus laservälke energiast . . . . .	14
3.1.3 Vooluimpulsi sõltuvus pingest . . . . .	16
3.2 Plasma kiirguse ruumiline jaotus . . . . .	18
3.2.1 Kiirguse sõltuvus rõhust . . . . .	18
3.2.2 Plasma paisumiskiiruse sõltuvus rõhust . . . . .	22
3.2.3 Spektraalselt lahutatud kiirgus . . . . .	24
3.2.4 Kiirguse sõltuvus laservälke energiast . . . . .	25
3.2.5 Kiirguse sõltuvus märklaua pingest . . . . .	26
<b>Kokkuvõte</b> . . . . .	<b>28</b>
<b>Tänuavaldused</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>Kasutatud kirjandus</b> . . . . .	<b>30</b>
<b>Tungsten laser-induced plasma:</b>	
<b>current pulses and spatially resolved optical emission</b> . . . . .	<b>32</b>

<b>Lisa A</b>	<b>Volframi laserindutseeritud plasma kiirgusspekter . . . . .</b>	<b>33</b>
<b>Lisa B</b>	<b>Filtrite läbilaskvuskõverad . . . . .</b>	<b>34</b>

## Sissejuhatus

Volfram on materjal, millega kavatsetakse katta planeeritava tuumasünteesireaktori ITER divertor. Laserindutseeritud plasma spektroskoopia (LIBS) on tänu mittekontaktsele iseloomule ja proovi vähesele mõjutamisele hea kandidaat *in situ* diagnostikaks, millega hinnatakse erosiooni- ja sadestusprotsesside mõju. Divertori katete või neile sadenenud kihtide paksuse ja elemendilise koostise mõõtmisteks saab seadet kaliibrida testobjektidega, mille katete paksus ja koostis on teada. Kõikide reaktoris toimuvate protsesside ennustamine on keeruline, mistõttu on kalibreerimiseks vajalike testmaterjalide valmistamine raskendatud. Kalibratsioonivaba LIBSi rakendamiseks on tarvis tunda laserindutseeritud plasma dünaamikat. Käesolevas töös on uuritud volframi laserindutseeritud plasma dünaamikat erinevatel laservälke energiatel ja märklaua elektrilistel potentsiaalidel. Lisaks protsesside vaakumis uurimisele on võrdluskatseid tehtud ka madalarõhulises argoonis.

Töö koosneb kolmest peatükist. Esimeses peatükis kirjeldatakse lühidalt laserindutseeritud plasma dünaamikat ja antakse ülevaade levinumatest plasma uurimise meetoditest.

Teises peatükis tutvustatakse eksperimendi ülesehitust ning kirjeldatakse katseseadmeid, millega mõõdeti volframi laserindutseeritud plasma optilise kiirguse ruumilist jaotust ja märklaua indukteeritud vooluimpulssi. Samuti tuuakse välja olulisemate katseparameetrite väärtused.

Kolmas peatükis jaguneb kaheks alapeatükiks. Esimeses alapeatükis esitatakse vooluimpulsside mõõtmise tulemused. Plasma indukteeritud vooluimpulsid on registreeritud erinevatel välisparameetritel, uuritud on vooluimpulsi sõltuvust ümbritseva gaasi rõhust, märklaua pingest ja laservälke energiast.

Teises alapeatükis antakse ülevaade plasma optilise kiirguse mõõtmise tulemustest. Filtritega on eraldatud argooni ja volframi kiirgus ning uuritud argooni mõju registreeritud kiirgusele. Võrreldud on vooluimpulsside ja plasma kiirguse ruumilise jaotuse sõltuvusi välisparameetritest ning esitatud leitud seaduspärasused. Lõpuks on töö põhitulemused kokku võetud.

# 1. Plasmapilve areng ja meetodid selle uurimiseks

## 1.1. Plasma areng

Kui laseri kiirgustihedus ületab ablatsiooniläve, siis aurustub osa aineist ja moodustub plasma. Laservälke energia neeldub plasmas pöördpärsskiirguse ja fotoionisatsiooniga. [1] Pärsskiirgus (ingl: *bremsstrahlung*) on kiirguse liik, milles laetud osake pidurdub elektriväljas ja kiirgab footoni. Pöördpärsskiirgus (ingl: *inverse bremsstrahlung*) on vastupidine nähtus, kus valgus neeldub ja energia muundub laetud osakese kineetiliseks energiaks. Märklaua pinna elektrontemperatuur järgib laserkiire ajalist käiku. Esimesed kiired elektronid emiteeritakse materjalist laserimpulsi vältel. Materjali jäänud elektronid annavad põrgetega kineetilise energia edasi aatomitele, mistõttu märklaua temperatuur tõuseb. [2] Märklaua materjal läbib faasisiirded vedelasse, gaasilisse ning lõpuks plasma olekusse. Lisaks soojuslikule ablatsioonile emiteeritakse märklaualt ioone ka Coulombi plahvatuse teel. Märklaua alas, millele langeb laserkiir, on tugev elektromagnetväli. Valentselektronide lahkumisel saavad aatomid positiivse laengu. Samamärgilise laenguga osakesed tõukuvad ja moodustavad märklauast lahkudes plasma. Nanosekundilise laserimpulsiga domineerib soojuslik aurustumine, femtosekund-laserimpulss eemaldab materjali peamiselt Coulombi plahvatuse mehhanismiga. [3]

Laserkiirgus neeldub tekkinud plasmas pöördpärsskiirgusega, mille neeldumistegur on

$$\alpha_{IB} = \left[ Q N_e N_0 + \frac{4e^6 \lambda^3 N_e Z^2 N_i}{3hc^4 m_e} \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e k_B T_e}} \right] \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right) \right], \quad (1.1)$$

kus  $Q$  on footoni neeldumise ristlõige elektroni põrkumisel aatomiga,  $c$  valguse kiirus,  $h$  Plank'i konstant,  $k_B$  Boltzmanni konstant,  $Z$  ionide laeng,  $T_e$  elektrontemperatuur ning  $N_e$ ,  $N_0$  ja  $N_i$  vastavalt elektronide, aatomite ja ionide kontsentratsioon. Kui plasmapilv ületab kriitilise tiheduse, neeldub enamik energiast plasma sees. Suurtel laserimpulsi energiatel saavutab plasma kriitilise tiheduse laserimpulsi ajal. Märklauale jõuab laserimpulsi esimene osa, järgnevalt varjestab plasma märklaua ja laserkiire energia kulub plasma kuumutamiseks. [3]

Plasma paisumine vaakumis rahuldab Euleri võrrandeid, mis kirjeldavad massi (1.2),

impulsi (1.3) ja energia (1.4) jäävust. [3]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{v} \otimes (\rho \mathbf{v})] + \nabla p = \mathbf{0} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( E_d + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left[ \rho \mathbf{v} \left( E_d + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \alpha_{IB} I \quad (1.4)$$

Euleri võrrandites tähistab  $\rho$  tihedust,  $v$  kiirust,  $E_d$  siseenergia tihedust ja  $p$  lokaalset rõhku. Vaakumis paisub plasmapilv adiabaatiliselt [3].

Gaasikeskkonnas surub plasma ümbritseva gaasi kokku, plasma ja gaasi piirpinnal moodustub lööklaine. Plasma paisumine aeglustub, gaasi aatomid segunevad plasmaga. [3] Lööklaine lineaarmõõtmel  $x$  järgivad seost

$$x(t) = \lambda_0 \left( \frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/(2+\xi)} t^{2/(2+\xi)}, \quad (1.5)$$

kus  $\lambda_0$  on gaasi erisoojusest sõltuv tegur,  $\rho_0$  gaasi rõhk,  $E_0$  iseloomustab plasmale antud energiat ja  $\xi$  paisumise geomeetriat. Sfäärilisel paisumisel on  $\xi = 3$ , silindrilisel  $\xi = 2$  ning tasandilisel  $\xi = 1$ . [4] Selline lööklaine mudel kirjeldab plasma käitumist paisumise alguses, kui ei ole vaja arvestada viskoossust. Hilisematel ajahetkedel töötab paremini mudel

$$x(t) = R_0 [1 - \exp(-\beta t)], \quad (1.6)$$

kus põrgete tõttu taustgaasiga peatub plasma paisumine kaugusel  $R_0$ . [5]

Mõne mikrosekundi jooksul võrdsustub plasma rõhk taustgaasi rõhuga ja paisumine lõpeb, järgneb nanoosakeste teke. Umbes pool mikrosekundit pärast laserimpulsi lõppu hakkab märklauast eralduma tükke, mille mõõtmel on suurusjärgus 10  $\mu\text{m}$ . Märklaua ablatsioon kestab umbes 30  $\mu\text{s}$ . Kui märklauast välja paiskunud aine jahtub alla materjali keemistemperatuuri, hakkab pilv kondenseeruma ja moodustuvad nano-osakesed. [3]

## 1.2. Plasma spektroskoopia

Vahetult pärast laserimpulssi plasma paisub ja jahtub, elektronid pidurduvad ja rekombineeruvad ioonidega, mistõttu domineerib plasma spektris pidev komponent. Elektronide

ja ioonide rekombinatsiooni kiirus aja jooksul väheneb, paarisaja nanosekundi pärast on ülekaalus ergastatud neutraalsete aatomite kiirgus. Kuna igal keemilisel elemendil on iseloomulik kiirgusspekter, saab plasma spektri järgi määrata selles sisalduvad elemendid. Spektrijoonte intensiivsuste omavahelised suhted sõltuvad ergastustemperatuurist ja elementide kontsentratsioonist. [6]

Kui plasmas on tekkinud lokaalne termodünaamiline tasakaal, kirjeldab energiatasemetete asustatust  $n_i$  Boltzmanni jaotus

$$n_i = \frac{N g_i}{Z} \exp\left(\frac{-E_i}{k_B T}\right), \quad (1.7)$$

kus  $N$  on osakeste koguarv,  $g_i$  energiataseme kõdumise kordsus,  $E_i$  nivoo energia,  $T$  plasma temperatuur ning  $Z$  statistiline summa. Spektrijoone intensiivsus avaldub

$$I = \Phi \frac{h c g_i A_{ik} N}{4 \pi \lambda Z} \exp\left(\frac{-E_i}{k_B T}\right), \quad (1.8)$$

kus  $A_{ik}$  on ülemineku tõenäosus,  $\lambda$  kiiratud footoni lainepikkus ja  $\Phi$  koefitsient, mis arvestab kiirguse isotroopsust. [7]

Ideaalsel juhul sõltub spektrijoone intensiivsus vastava aatomi kontsentratsioonist lineaarselt. Kui plasma tihedus või nivoo vahelise ülemineku tõenäosus on suur, esineb omaneeldumine. Intensiivsetel joontel on tugev omaneeldumine ja suhtelise kontsentratsiooni määramiseks on vajalik eelnev kalibratsioon. [6]

Plasma kiirgus suunatakse sobiva optikaga spektromeetrisse, kus kiirgus lahutatakse ruumis spektraalselt. Spektromeetrile järgneb andur, mis teisendab valguse intensiivsuse elektriliseks signaaliks. Monokromaatoriga kasutatakse harilikult fotodioode või fotoelektronkordisteid, polükromaatori signaal salvestatakse CCD-kaameraga. Signaal-müra suhte parandamiseks salvestatakse signaal ainult plasma kiirgavas faasis. Viite- ning säriaega varieerides saadakse ajaliselt lahutatud signaal. Tüüpiline viiteaeg on vahemikus 0,5–10  $\mu$ s, kus pidev komponent on nõrk ning joonkiirgus on veel ülalpool müra piiri. Signaal-müra suhte parandamiseks registreeritakse ja keskmistatakse võimaluse korral mitu spektrit. [4]

### 1.3. Plasma laetud osakeste uurimine

Langmuir'i sond on metallist juhe või ketas, millega saab leida plasma tiheduse, potentsiaali ja elektrontemperatuuri. Sondi läbivat voolu mõõdetakse erinevate lisapingetega ja salvestatakse voolu sõltuvus pingest. [8]

Plasmas tekitab osake laenguga  $Q$  kaugusel  $r$  elektrostaatilise potentsiaali

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\sqrt{2}r/\lambda_D}. \quad (1.9)$$

Potentsiaal erineb Coulombi väljast, sest laetud osake tõmbab ligi vastasmärgiga osakeste parve, mis varjestab kaugusel  $\lambda_D$  laetud osakese mõju. [9] Kui elektronide ja prootonite keskmine tihedus on  $n$ , avaldub Debye pikkus

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n e^2}}. \quad (1.10)$$

Plasma asub sondist Debye pikkuse kaugusel. Negatiivselt pingestatud sondini jõuavad peamiselt positiivsed ioonid, teatud pinge juures ionide tekitatud voolutugevus küllastub. Positiivselt pingestatud sondiga leitakse elektronide küllastusvool. Plasmas liiguvad elektronid ionidest kiiremini, mistõttu põrkub pingestamata sondiga ajaühikus rohkem elektrone. Kui voolutugevus jääb nulliks, koguneb sondile negatiivne laeng ning sondil on ujuv potentsiaal. Ioonide küllastusvoolu  $I_{is}$  (1.11), elektronide küllastusvoolu  $I_{es}$  (1.12) ja ujuva potentsiaali  $U_f$  (1.13) kaudu saab määrata elektrontemperatuuri  $T_e$ , ionide tiheduse  $n_i$  ja plasma potentsiaali  $U_p$ . Valemities tähistab  $S$  sondi kogumispindala ning  $m_i$  ja  $m_e$  vastavalt iooni ja elektroni massi. [8]

$$I_{is} = 0,6 e n_i S \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (1.11)$$

$$I_{es} = \frac{1}{4} e n_i S \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (1.12)$$

$$U_f = U_p + \frac{k_B T_e}{e} \cdot \ln \left( 0,6 \sqrt{\frac{2\pi m_e}{m_i}} \right) \quad (1.13)$$

Laserindutseeritud plasma füüsikalised omadused ja ruumiline jaotus on ajas kiiresti muutuvad, mistõttu sõltub voolutugevus lisaks pingele ka ajast. Plasma laetud osakeste ja elektroodi vabade elektronide vahel mõjub Coulombi jõud. Elektroodi sees elektrivälja vältimiseks paiknevad vabad elektronid ümber. Kui elektrood on maandatud läbi takisti, saab mõõta indutseeritud pindlaengu ajalist muutust. Indutseeritud vooluimpulss iseloomustab emiteeritud osakeste hulka ja kiirust. [10]



## 1.4. Kiirguse jaotuse fotografeerimine

Plasma kiirguse registreerimisel projitseeritakse kiirgus registreeriva seadme valgustundlikule elemendile. Kuna plasma on ruumiline, langeb vastuvõtva elemendi samasse ruumpunkti plasma erinevate osade kiirgus. Silindersümmeetrilise plasma läbilõike saab registreeritud kiirgusjaotusest leida Abeli pöördteisendusega

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dI(x)}{dx} \frac{1}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx, \quad (1.14)$$

kus  $x$  on registreeritud punkti koordinaat,  $r$  punkti kaugus ruumis sümmeetriateljest ja  $I(x)$  vastava ruumiosa kiirgustihedus. Kiirgusjaotus registreeritakse sageli fotodiodmaatriksiga, mille pikslite arv on lõplik. Integraal leitakse seejärel numbrilistel meetoditel, kus ülemiseks rajaks võetakse lõplik väärtus. Registreeritud kiirgusjaotus peab olema ideaalselt sümmeetriline, müra või asümmeetria korral on ristlõike taastamine palju keerulisem protsess. [7]

Plasma paisumise dünaamika uurimiseks saab ICCD-kaameraga registreerida kiirguse ruumilist jaotust erinevatel viiteaegadel. Igal salvestatud pildil on erineva laserimpulsi tekitatud plasma. Seepärast peavad ühe mõõteseeria ajal olema katsetingimused samad. [11] Laserimpulsid eemaldavad märklaualt materjali. Kui järgnevad laserimpulsid tabavad sama kohta, siis tekkinud kraater süveneb ja plasma ruumiline levik muutub. Kraatri efekti vähendamiseks pannakse märklaud alusele pöörlema või liigutatakse märklauda samm-mootoritega.

Kaameraga saab registreerida nii spektraalselt integreeritud kui ka lahutatud kiirgust. Kitsaribalised filtrid eraldavad spektrist uuritava aatomite joonkiirguse. Sellisel juhul registreerib CCD-kaamera ainult üht liiki kiirgavate osakeste jaotuse ruumis. [12]

## 1.5. Lennuaja mõõtmine

Lennuaega saab mõõta mass-spektromeeri, Langmuir'i sondi või optilist kiirgust registreerivate seadmetega, millel on ajaline lahutusvõime. Laservälke lõpu ja registreeritava signaali ajalise viite kaudu arvutatakse osakeste kiirus ja kineetiline energia. Lennuaja mõõtmisel leitakse registreeritavate osakeste keskmine kiirus, mille ajalise sõltuvuse leidmiseks teostatakse lennuaja mõõtmisi erinevatel kaugustel märklauast [13].

## 2. Eksperiment

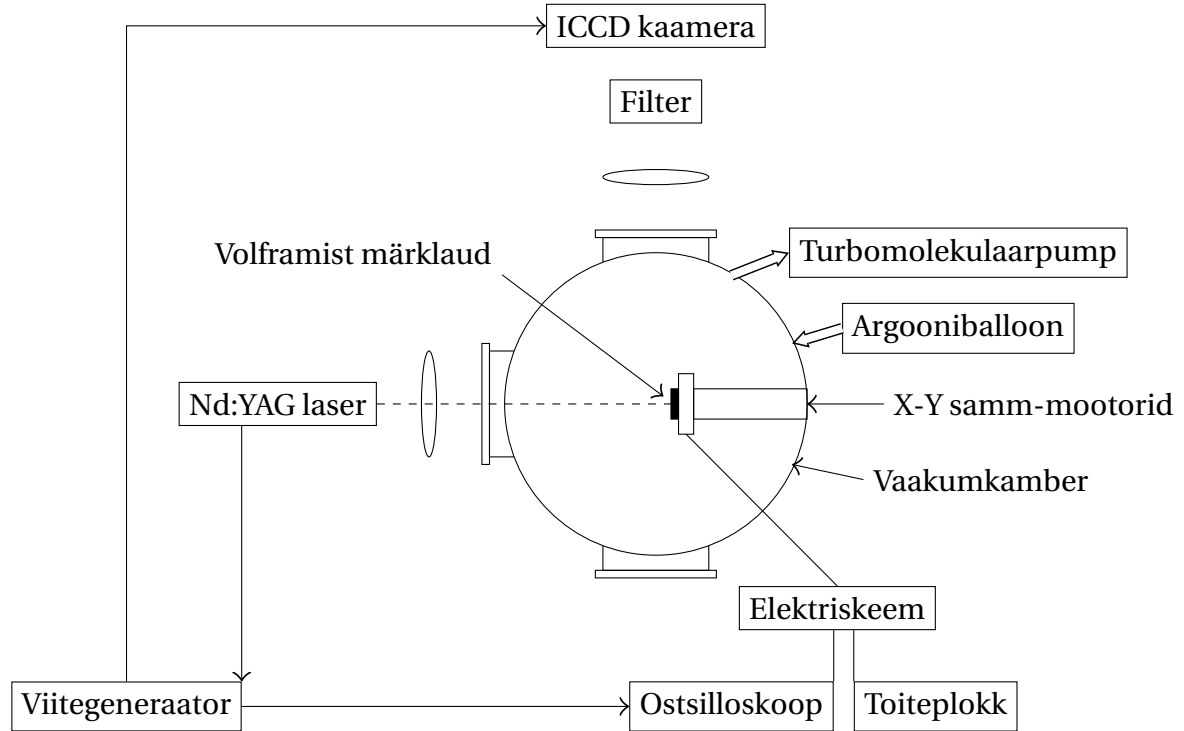
Katseseadmete lihtsustatud skeem on näidatud joonisel 2.1. Q-lukustusega Nd-YAG laserit Quantel YG981C kasutati lainepikkusel 266 nm. Laservälke kestus oli 8 ns. Laserkiir suunati sobivate katetega dielektriliste peeglite ja koondava läätsesega volframist märklauale umbes 1 mm<sup>2</sup> suurusele alale. Märklauani jõudis umbes 60% laseri väljundis olevast energiast, töös on kirjas vaakumkambrini jõudva energia väärtus. Enamik katseid viidi läbi laservälke energiaga 50 mJ, energiasõltuvust uurides varieeriti energiat vahemikus 5–50 mJ. Märklaud asus roostevabast terasest vaakumkambris, kus seda oli võimalik liigutada samm-mootoritega nii horisontaalselt kui ka vertikaalselt. Katsed viidi läbi rõhkudel 10<sup>-4</sup> kuni 10<sup>4</sup> Pa. Madalaimate rõhkude saamiseks kasutati turbomolekulaarpumpa Oerlikon Turbovac TMP151, kõrgematel rõhkudel on tehtud katsed argoonikeskkonnas, mille puhtuseaste on 4.0 (99,99%).

Märklaud koos alusega on maandatud läbi 50 Ω-se takisti, millel olev pinge salvestati ostsilloskoobiga Tektronix TDS2024B. Signaali mõõtmiseks kasutati kõrge sisendtakistusega sondi. Plasma arengu pingest sõltuvuse uurimiseks märklaud pingestati ja maandati läbi kondensaatorite (Joonis 2.2).

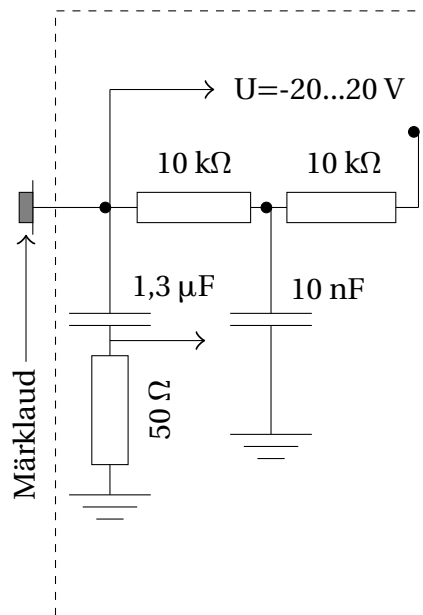
Plasma optilist kiirgust uuriti vaakumkambrini külgaknast. Plasma kujutis teravustati ICCD-kaamera valgustundlikule elemendile objektiiviga Jupiter 36B (fookuskaugus 250 mm, suhteline ava 3,5). Argooni ja volframi kiirguse eraldamiseks kasutati filtreid. Filtrit C3C22 läbib spektriosa 380–520 nm, kus on palju volframi kiirgusjooni (Lisa A). Filter KC19 laseb läbi 710 nanomeetrist suurema lainepikkusega kiirguse. Selles spektriosas asuvad tugevad argooni jooned. Lisaks läbib filtrit ka osa volframi kiirgust, sest laserindutseeritud plasmale on omane pärsskiirguse pideva komponendi olemasolu spektris. Filtrite läbilaskvuskõverad on toodud lisas B. Volframi ja argooni kiirguse eristamiseks on plasmad fotografeeritud mõlema filtriga samadel katsetingimustel ning võrreldud kiirguse ruumilist jaotust.

Plasma optiline kiirgus on salvestatud ICCD-kaamera Andor iStar. Laser käivitab enne laservälget viitegeneraatori, mis väljastab ostsilloskoobile ja kaamerale käivitussignaali. Viide lisatakse selliselt, et vooluimpulsi ja plasma kiirguse saaks registreerida alates hetkest, mil laserkiir tabab märklauda. Käivitussignaali juhtmete lõpliku pikkuse, laserkiire

märklauale jõudmise aja ning seadmete sisemiste viidete tõttu ei vasta vooluimpulsside ja kaamera viiteaja alghetk täpselt ajale, millal laserkiir tabas märklauda. Ajaline erinevus ei ole katsete ajaskaalasid arvestades siiski oluline.



Joonis 2.1: Katseskeem vooluimpulsside ja plasma kiirguse ruumilise jaotuse uurimiseks.



Joonis 2.2: Vooluimpulsi registreerimise elektriskeem

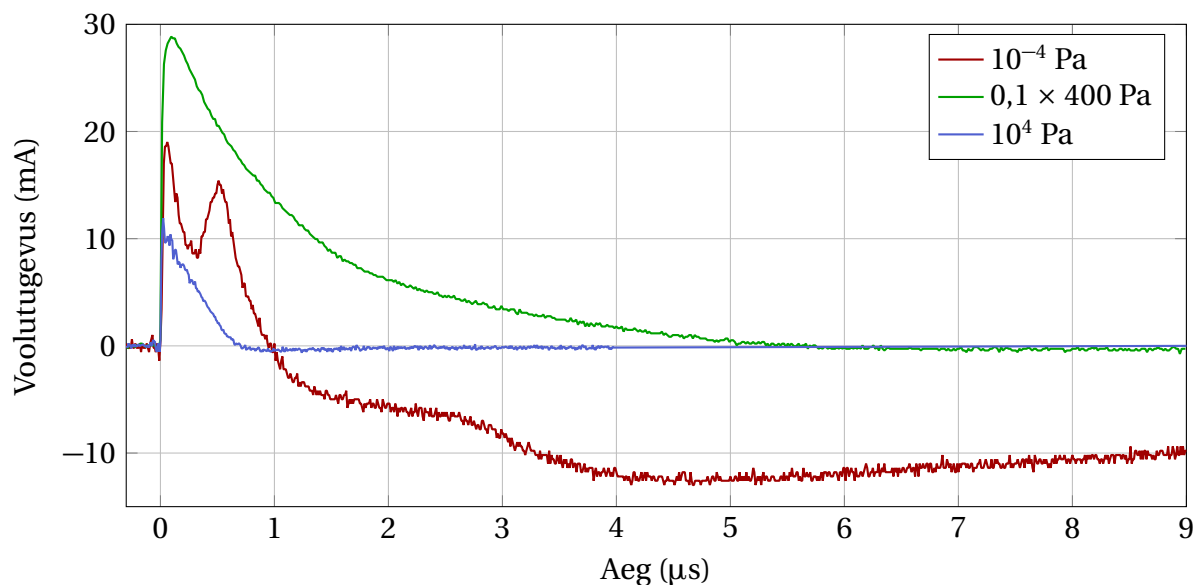
### 3. Mõõtmistulemused ja analüüs

#### 3.1. Mõõdetud vooluimpulsid

##### 3.1.1. Vooluimpulsi sõltuvus rõhust

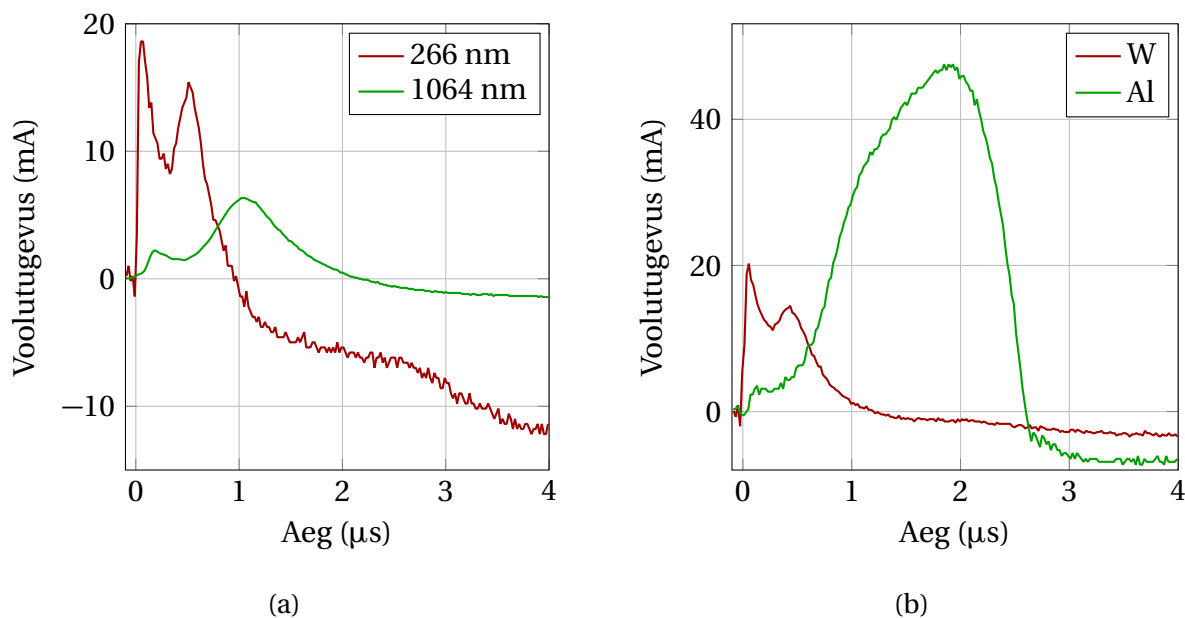
Rõhkudel  $10^{-4}$  ja  $10^4$  Pa koosneb vooluimpulsi ostsillogramm kiirest tõusust ja aeglasest kustumisest, mis kestab mikrosekundeid (Joonis 3.1). Positiivne voolutugevus vastab kas elektronide lahkumisele märklaualt või positiivsete ionide lähenemisele märklauale. Enne laserimpulssi ei ole märklaua lähedal ioone, esialgne vooluimpulsi tõus peab olema põhjustatud elektronide emissioonist.

Rõhul 400 Pa on vooluimpulss alates 6. mikrosekundist negatiivne. Erinevat liiki laengu kandjad ei ole jaotunud plasmats ühtlaselt: märklaua lähedal on positiivsete ionide kontsentratsioon suurem, plasma väliskihi moodustab elektronide pilv [14]. Kui plasmapiilv jääb märklaua ja kaugemal asuvate elektronide vahele, varjestab plasma märklaua ning frondis liikuvad elektronid ei indutseeri enam märklaua laengut. Mõõdetav vool on peamiselt põhjustatud positiivsete ionide liikumisest ja vooluimpulsil on täheldatav nõrk negatiivne signaal, mis kestab paarkümmend mikrosekundit.



Joonis 3.1: Karakteristlikud vooluimpulsid erinevatel rõhkudel energiaga 44 mJ. Rõhul 400 Pa mõõdetud voolutugevus on paremaks ülevaateks joonisel kujutatud 10 korda nõrgema.

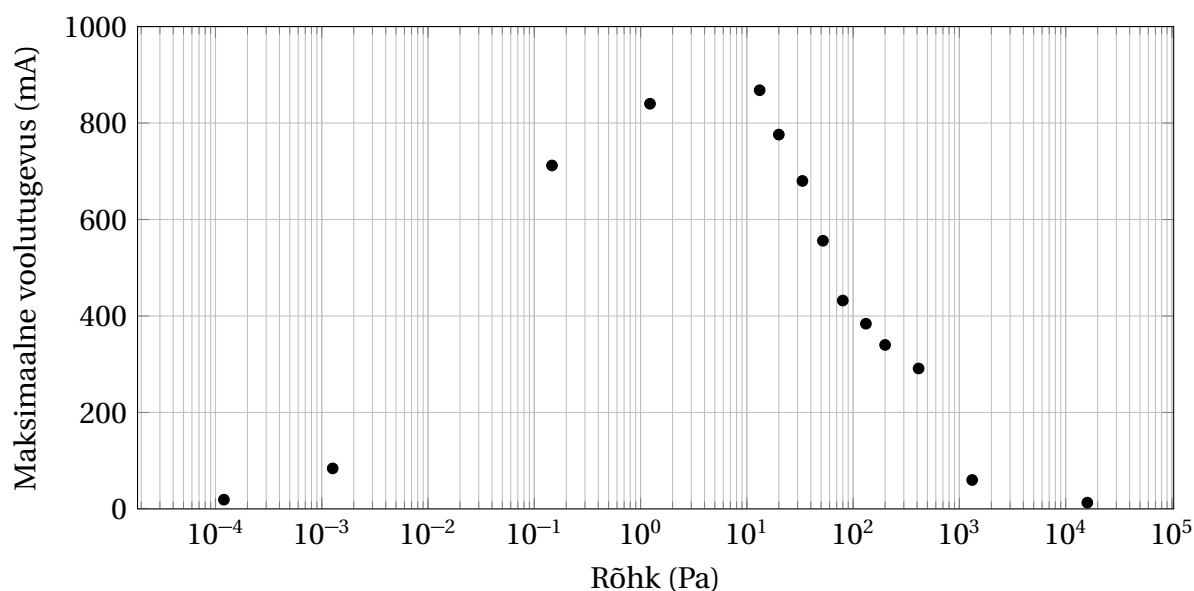
Rõhul  $10^{-4}$  Pa on vooluimpulsil kaks maksimumi (Joonis 3.1). Esimese maksimumi tõusuaeg on samas suurusjärgus laserimpulsi kestusega ja selle Lagmuir'i sondi signaal on sarnane laserkiire intensiivsuse ajalisele käigule [2]. Esimene maksimum vastab tõenäoliselt fotoefektil tekkivate kiirete elektronidele. Teise jaotuse elektronid võivad tekkida termoemissiooniga, millega elektronide energia on tunduvalt madalam. [15] Teistes töödes on mõõdetud vastavateks elektrontemperatuurideks 60 ja 2 eV [2]. 266-nanomeetrise lainepikkusega footoni energia 4,7 eV on suurem volframi väljumistööst, mis on 4,5 eV. Katse on läbi viidud ka Nd-Yag laseri põhiharmoonikuga (Joonis 3.2a), vastaval katsel täheldati samuti kaksiktippu, kuid esimene tipp on oluliselt madalam. 1064-nanomeetrise lainepikkusega footoni energia 1,2 eV on väiksem väljumistööst, kuid elektronid võivad lahkuda multifootonilise fotoefekti teel. Väljumistöö ületamiseks on vaja vähemalt nelja footonit, mille ergastuse tõenäosus on oluliselt väiksem. Laserimpulsi ajal emiteeritakse vähem elektrone ning vooluimpulsi esimene tipp on madalam. Kuigi igale materjalile on omane karakteristik vooluimpulsi struktuur, eksisteerib kahekordne tipp ka teistel materjalidel. Alumiiniumi väljumistöö 4,28 eV on sarnane volframi väljumistööga, kuid fotoelektrilise efektile vastava tipu voolutugevus on erinev (Joonis 3.2b).



Joonis 3.2: Kaksiktipu struktuur rõhul  $10^{-4}$  Pa energiaga 44 mJ. (a) Väiksema lainepikkusega laserkiir võimendab esimest tippu. (b) Vooluimpulsi struktuur sõltub materjalist.

Vooluimpulsi tugevus sõltub oluliselt rõhust (Joonis 3.3). Kõrgvaakumis paisub plasma

põrkevabalt, rõhu suurenedes registreeritakse tugevam vooluimpulss. Rõhu edasisel tõusmisel kasvab elektronide ja täitegaasi aatomite põrgete arv, elektronid kaotavad kiiresti oma energia ning registreeritav vooluimpulss on nõrk. Kõrgem rõhk hoiab plasmat väiksemas ruumalas. Plasma muutub varem laserkiire jaoks läbipaistmatuks ja laservälke hilisem osa neeldub plasmas [16]. Märklauale jõuab väiksem osa laserkiire energiast ja laserimpulsi kohta lahkunud mass väheneb [17]. Kõrgematel rõhkudel on plasma tihedus suurem, ioonid ja elektronid rekombineeruvad kiiremini ja tekkinud neutraalsed aatomid ei mõjuta enam märklaual olevat laengut. ICCD-kaameraga on pildistatud plasmat 50 ns pärast laserimpulssi, plasmatombu mõõtmed on sel hetkel suurusjärgus 1 mm. Argoonikeskkonnas on toatemperatuuril vaba tee pikkus 1 mm rõhul 40 Pa. Sarnasel rõhul on registreeritav maksimaalne voolutugevus suurim.

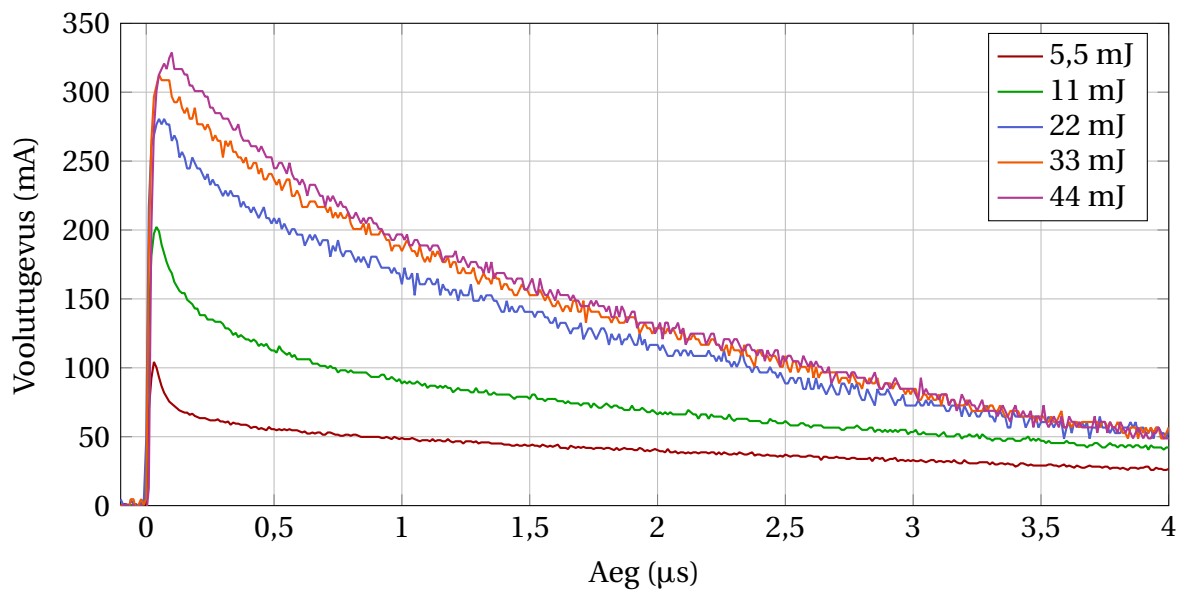


Joonis 3.3: Vooluimpulsi maksimaalse tugevuse sõltuvus rõhust energial 44 mJ. Vooluimpulss on kõrgvaakumis ja atmosfäärirõhul nõrk, vahepealsetel rõhkudel on signaal oluliselt tugevam.

### 3.1.2. Vooluimpulsi sõltuvus laservälke energiast

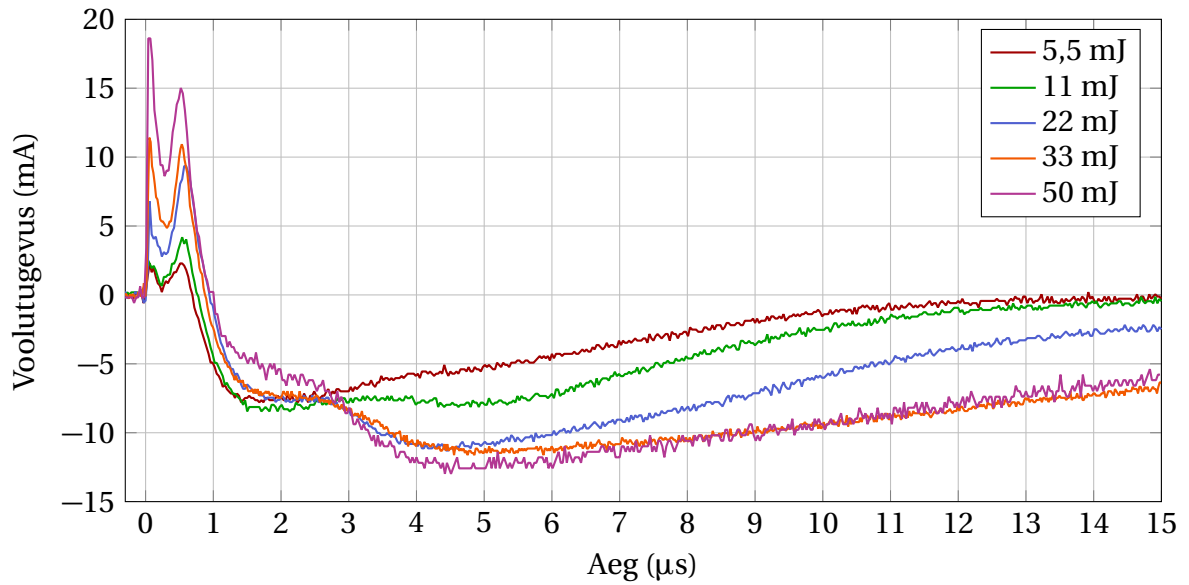
Vooluimpulsi tugevus kasvab laservälke energiaga (Joonis 3.4). Alates 22 mJ-st kasvab vooluimpulsi intensiivsus vähe, energia kahekordne kasv suurendab vooluimpulsi maksimumi ainult 1,2 korda (Joonis 3.6a). Voolutugevused on võrreldes kõrgvaakumis ja atmosfäärirõhul tehtud katsetega palju suuremad, plasma hakkab märklauda varjestama enne laserim-

pulsi lõppu ning märklauale jõudnud energiahulk ei kasva. Maksimaalse voolutugevuse katepunkte läbib hästi eksponentsiaalne kõver kujul  $I_{max}(1 - e^{-\mu E})$ . Selliselt valitud eksponentfunktsioon sõltub väikeste energiatega korral, kus varjestust ei ole tekkinud, energiast lineaarselt. Küllastusrežiimis ei sõltu voolutugevus enam märgatavalt laservälke energiast. Kui plasma varjestab märklaua, kulub edasine laserkiire energia plasmapiilve kuumutamiseks. Märklauast eemalduvate elektronide kiirus kasvab, kuid varjestus ei võimalda neil indutseerida märklauale lisalaengut.

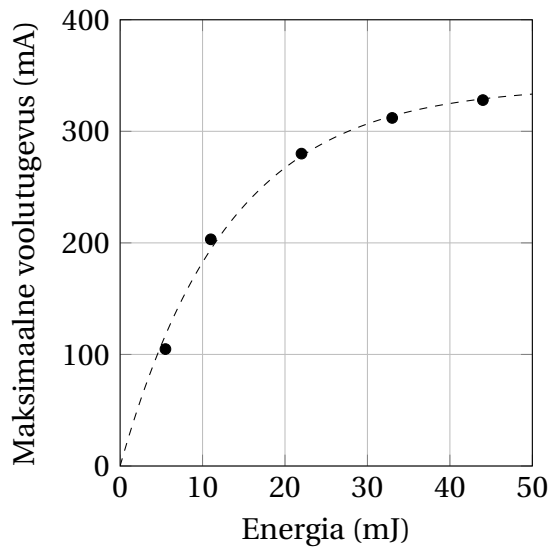


Joonis 3.4: Vooluimpulsi sõltuvus energiast rõhul 160 Pa.

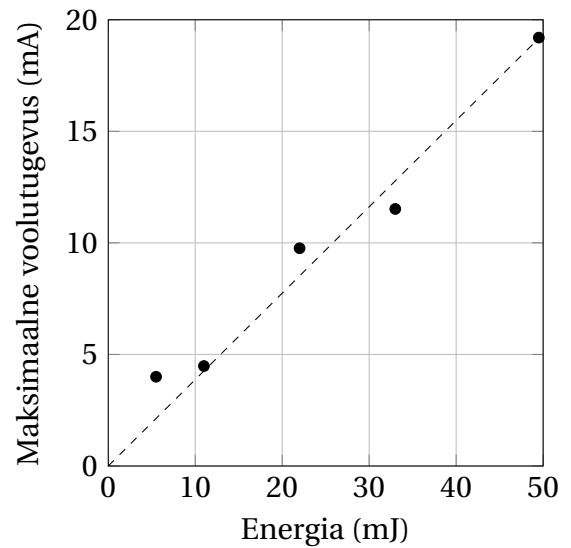
Kõrgvaakumis on vooluimpulsi kuju muutused suuremad energia kasvades (Joonis 3.5). Esimesel kahel tipul muutub ainult kõrgus, 4 mikrosekundit pärast laserimpulssi eksisteerib miinimum ainult suurematel energiatel. Vooluimpulsi küllastuse teke sõltub vooluimpulsi tugevusest, kõrgvaakumis on vooluimpulsid nõrgad ja signaali sõltuvus energiast on lineaarne (Joonis 3.6b).



Joonis 3.5: Vooluimpulsi sõltuvus energiast rõhul  $10^{-4}$  Pa.



(a)



(b)

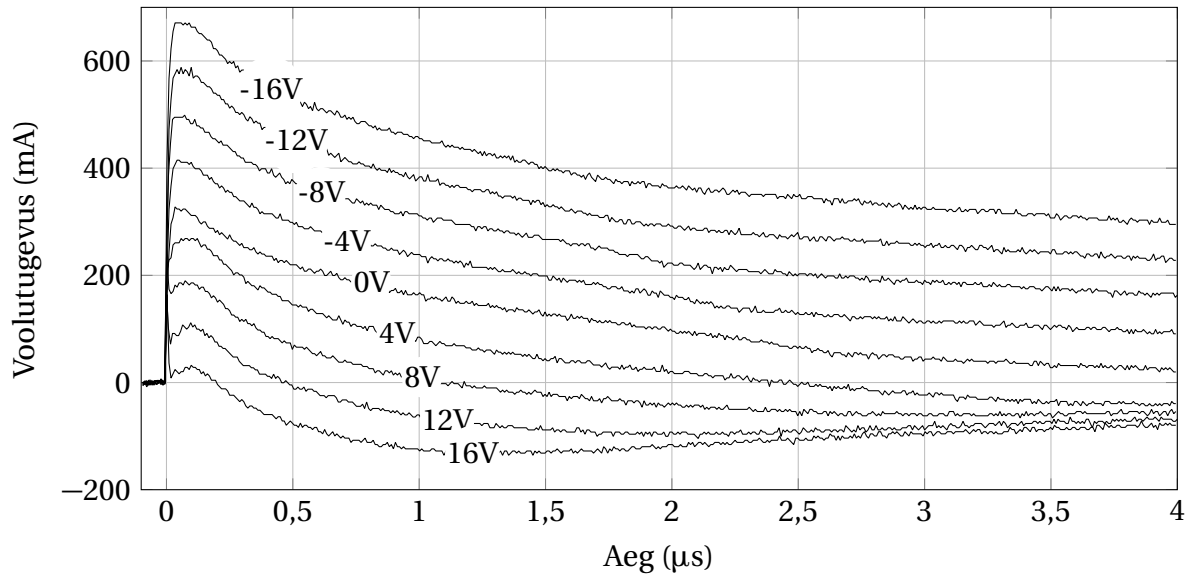
Joonis 3.6: Vooluimpulsi maksimumi sõltuvus energiast. (a) Rõhul 160 Pa on vooluimpulss küllastuses, katsepunkte on lähendatud eksponentfunktsiooniga kujul  $I_{max}(1 - e^{-\mu E})$ . (b) Rõhul  $10^{-4}$  on vooluimpulsi maksimumi ja energia seos lineaarne.

### 3.1.3. Vooluimpulsi sõltuvus pingest

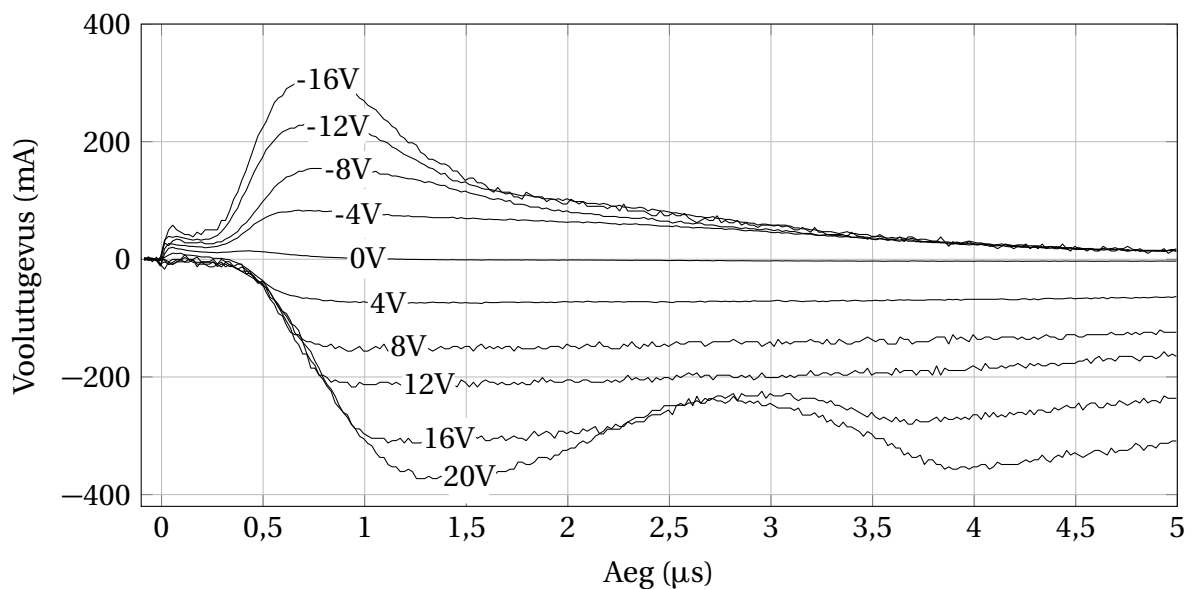
Märklauale rakendatud positiivne lisapotentsiaal takistab elektronide emissiooni ja vähendab lahkuvate elektronide kiirust (Joonis 3.7). Lisapotentsiaal tõstab vooluimpulsi graa-



fikut, mille kuju rõhul 130 Pa esimesel mikrosekundil ei muutu. Katses on alalisnivoo eemaldatud kondensaatoriga. Vooluimpulsi lineaarne sõltuvus lisapingest tähendab kas elektronide, ioonide või mõlema komponendi emissiooni lineaarset sõltuvust märklaua potentsiaalist. Kõrgvaakumis on märgata vooluimpulsi struktuuri muutusi alates pingest 16 V (Joonis 3.8).



Joonis 3.7: Vooluimpulsi sõltuvus märklauale rakendatud lisapotentsiaalist rõhul 130 Pa.

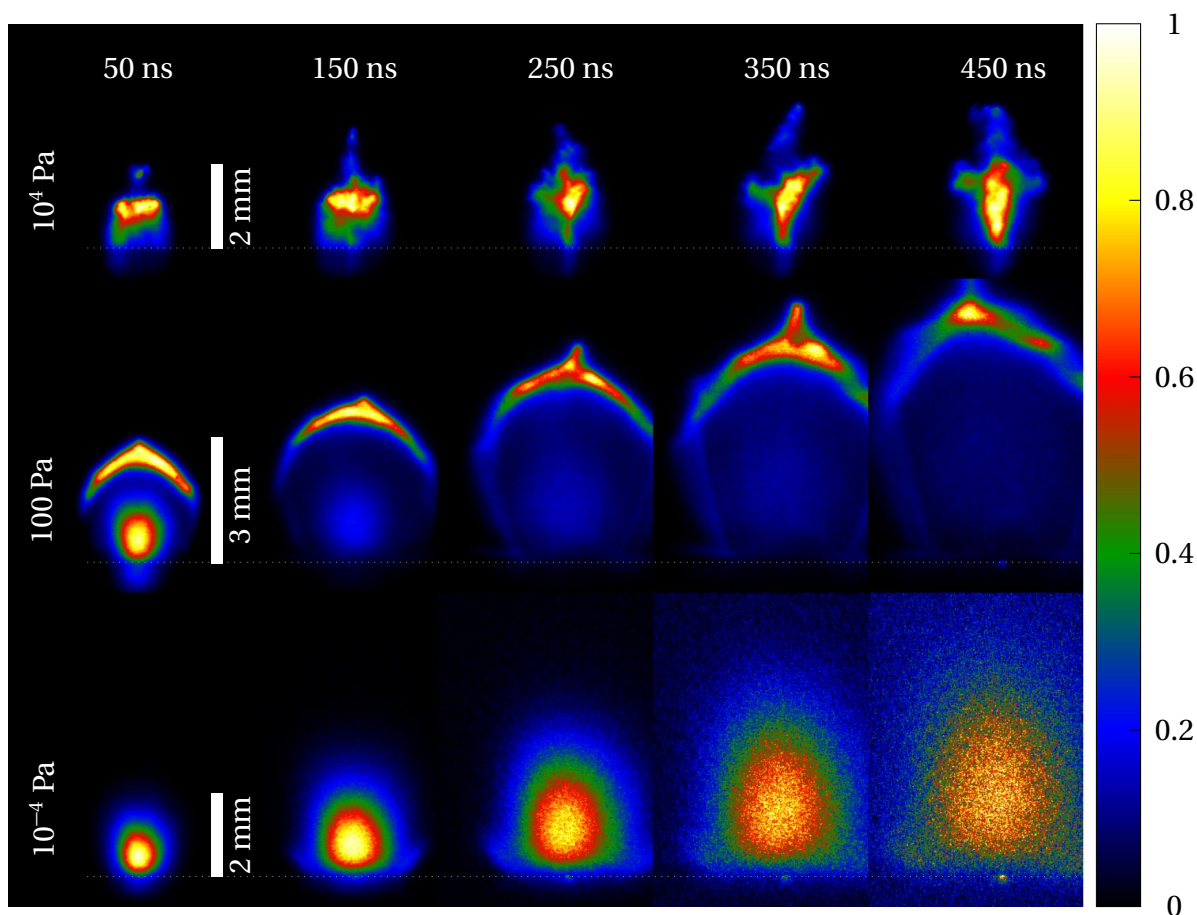


Joonis 3.8: Vooluimpulsi sõltuvus märklauale rakendatud lisapotentsiaalist rõhul  $10^{-4}$  Pa.

## 3.2. Plasma kiirguse ruumiline jaotus

### 3.2.1. Kiirguse sõltuvus rõhust

Plasma kiirgust on pildistatud rõhkudel  $10^{-4}$  kuni  $10^4$  Pa (Joonis 3.9). Rõhul  $10^{-4}$  Pa paisub plasma pörkevabalt, plasmaosakesed difundeeruvad ning kiirguse intensiivsus väheneb. Märklaud asub piltide alumises osas, plasma all on märgata kraatri soojuskiirgust. Piltidel on kraatri kiirgus madalatel rõhkudel pikema viiteajaga intensiivsem, sest pildid on normeeritud maksimaalse kiirgusintensiivsuse järgi. Rõhu vähenedes ja viiteaja suurenedes plasma kiirgus nõrgeneb, kraatri kiirguse intensiivsus on ajas püsivam. Plasma mõõtmed on suuremad märklaua tasandiga risti asetseval sihil, plasmapilve anisotroopsus paisudes säilib.



Joonis 3.9: Plasma kiirgusjaotused säriaajaga 20 ns energiaga 50 mJ. Piltide intensiivsused on normeeritud. Punktiir tähistab märklaua asukohta.

Rõhu suurenedes plasma osakeste ja ümbritseva gaasi vastastikmõju tugevneb. Kiirgu-

se intensiivsus kasvab, sest kõrgemal rõhul on põrgete arv suurem. Plasma sees kiirgavad volframi aatomid, äärealadel ergastatakse lisaks ümbritseva gaasi aatomeid. Põrgete tagajärjel kaotavad osakesed energiat, paisumiskiirus väheneb ja plasma mõõtmel vähenevad. Plasma ja ümbritseva gaasi piiril moodustub lööklaine. [5]

Rõhul 100 Pa kiirgavad tugevalt plasma äärealad. Viiteajal 50 ns on plasma tuuma ja frondi kiirgus sarnase intensiivsusega, frondi kiirguse intensiivsus väheneb ajas aeglasemalt ning alates 150 nanosekundist pärineb enamik plasma kiirgusest äärealadelt.

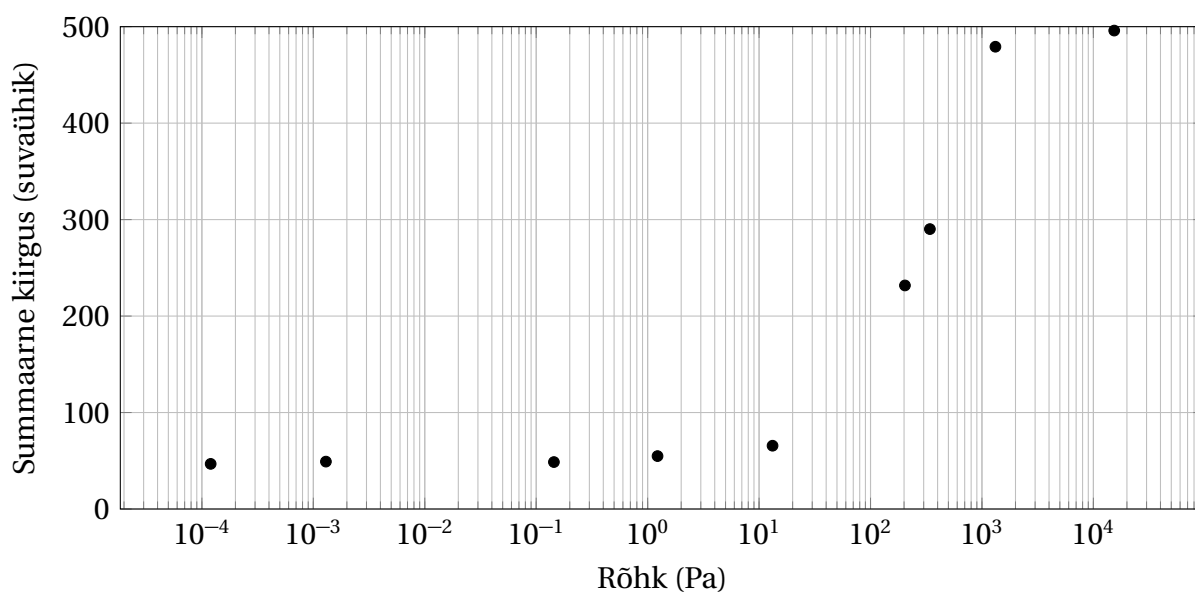
Rõhul  $10^4$  Pa on plasma mõõtmel väiksemad, kadunud on tuuma ja frondi struktuur. Plasmast on eraldunud üksikute osakeste kogumid. Plasma ja ümbritseva gaasi piirpind muutub kõrgetel rõhkudel Rayleigh-Taylori ebastabiilsuse tõttu häirituks [5]. Plasma ja ümbritsev gaas segunevad, terav piirpind kaob. Rayleigh-Taylori ebastabiilsus kasvab eksponentsiaalselt ajas. Häirituse ulatus on proportsionaalne teguriga  $\exp(\sqrt{Aa}kt)$ , kus  $a$  tähistab plasma frondi liikumise kiirendust,  $k$  häirituse lainearvu ning  $A$  on Atwoodi arv, mis avaldub plasma tiheduse  $\rho_p$  ja ümbritseva gaasi tiheduse  $\rho_t$  kaudu

$$A = \frac{\rho_p - \rho_t}{\rho_p + \rho_t}. \quad (3.1)$$

Plasma lööklaine kiirgus on jälgitav rõhkude vahemikus 10–1000 Pa, kõrgematel rõhkudel tekib ebastabiilsus enne lööklaine plasma tuumast eraldumist. Kui lööklaine levikul on jälgitav nii stabiilne kui ka ebastabiilne faas, peab plasma tihedus olema samas suurusjärgus ümbritseva gaasi tihedusega. Taoline olukord eksisteerib rõhul 400 Pa, kus argooni tihedus on toatemperatuuril  $6,5 \text{ g/m}^3$ . Lööklaine kiirguse tihedused muutuvad ebaühtlaseks ligikaudu 310 ns pärast laserimpulssi, kui plasma karakteristik raadius on 2 mm. Kui plasma võtta esimeses lähenduses ühtlase tihedusega sfääriks, oleks plasma kogumass  $0,22 \text{ } \mu\text{g}$ . Sarnastel katsetingimustel on ühe ablatsiooni kiiruseks saadud  $0,96 \text{ } \mu\text{g}$  laserimpulsi kohta [18], mis on samas suurusjärgus Rayleigh-Taylori ebastabiilsuse tingimuse järgi arvutatud massikaoga. Kuna plasma tihedus ei ole homogeenne ja frondi lagunemise ajahetke määramine on ebatäpne, erinevad ka tulemused mitmekordselt. Antud meetod sobib ligikaudse massikao määramiseks, kui puudub füüsiline ligipääs proovile. Lisaks saab meetodit kasutada reaajas, võimalik on leida massikadu iga laserimpulsi kohta.

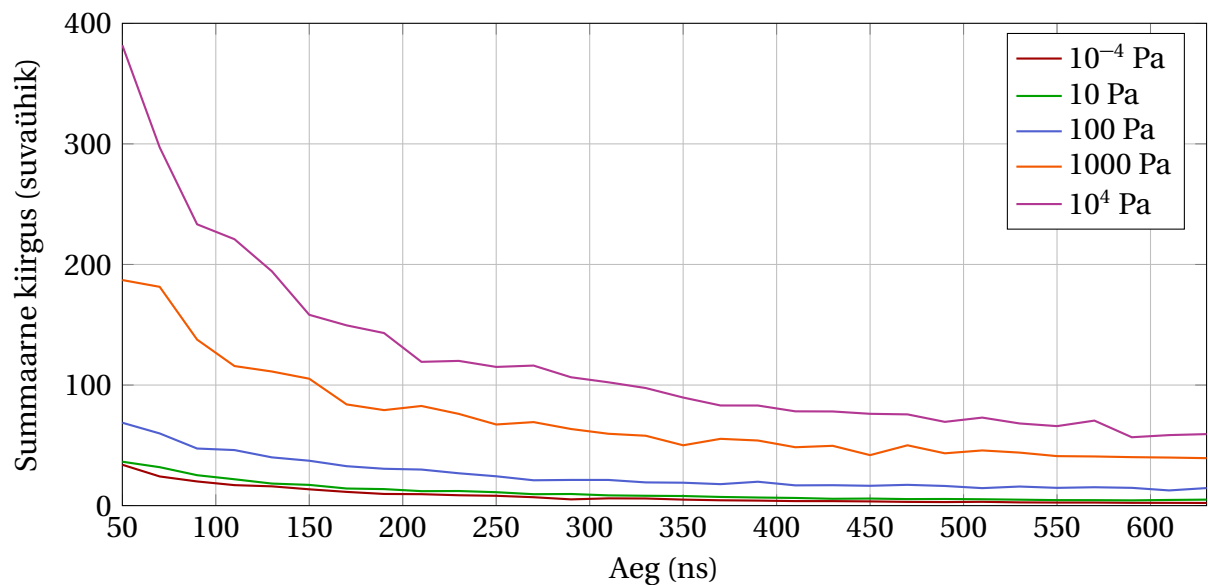
Rõhul alla 10 Pa muutub plasma kiirgus vähe. Rõhuvahemikus 10–1000 Pa ei ole paisumine enam põrkevaba, kuid Rayleigh-Taylori ebastabiilsused on väikesed ja lööklaine on

jälgitav. Kõrgematel rõhkudel seguneb plasma ja ümbritsev gaas plasma arengu algstaadiumis, rõhu edasine kasv ei suurenda kiirguse intensiivsust (Joonis 3.10). Rõhul 10 Pa on nii volutugevuse maksimumil kui ka kiirgusintensiivsusel olulised muutused. Vastaval rõhul on voluimpulsi tugevus maksimaalne, rõhu edasisel suurendamisel kasvab summaarne kiirgus järsult.



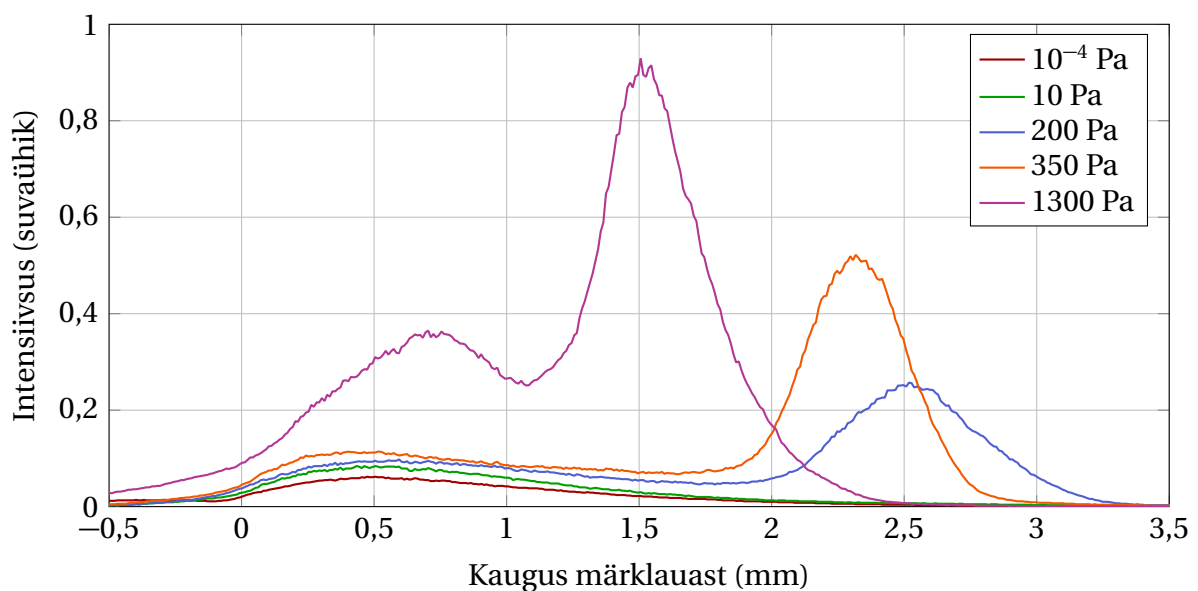
Joonis 3.10: Plasma kogukiirgus viiteajaga 70 ns säriaajaga 50 ns energiaga 50 mJ.

Plasma kiirgusintensiivsus nõrgeneb ajas (Joonis 3.11). Kuna erinevatel viiteaegadel tehtud pildid on registreeritud erinevate laserimpulsside ajal, ei ole laserimpulsi energia ja plasma fluktuatsioonide tõttu joonisel toodud ajaline sõltuvus sile.



Joonis 3.11: Plasma kogukiirgus erinevatel viiteaegadel säriajaga 20 ns energiaga 50 mJ.

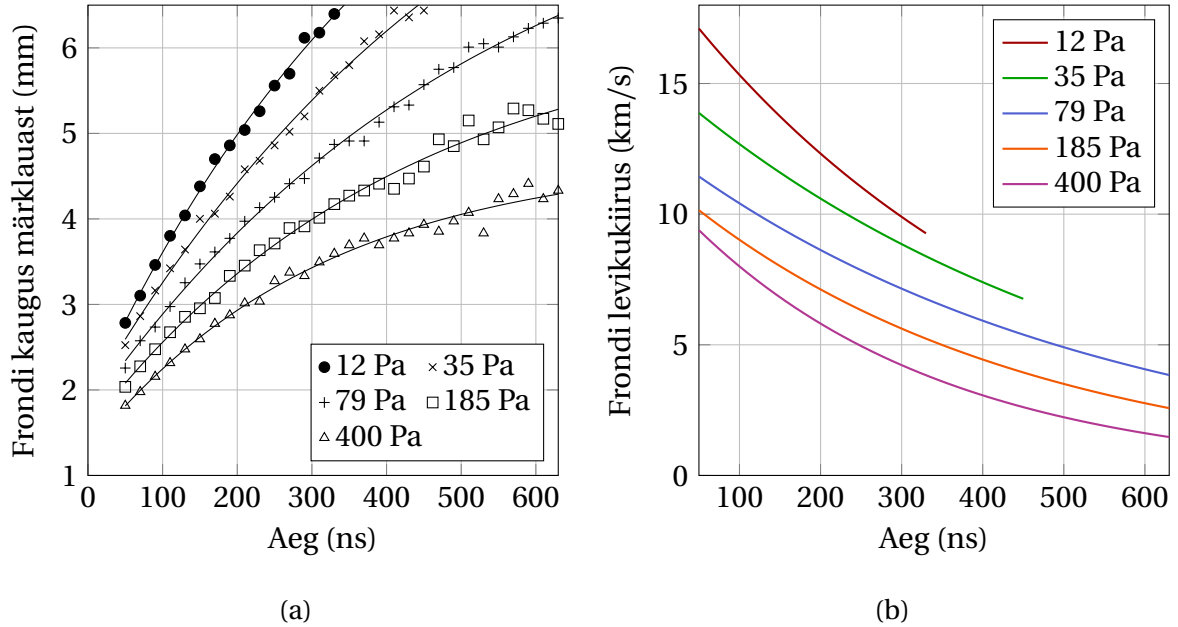
Plasma kiirgusjaotus on kõige tundlikum rõhu muutustele vahemikus 10–1000 Pa. Vastavatel rõhkudel muutub plasma levismehhanism, plasma ei paisu enam pörkevabalt. 350 Pa väiksematel rõhkudel muutub plasmasisene kiirgusintensiivsus marginaalselt, peamised muutused toimuvad äärealadel (Joonis 3.12). Rõhu vähenedes kasvab frondi leviku kiirus, frondi laius suureneb ja kiirgusintensiivsus langeb.



Joonis 3.12: Plasma kiirgusjaotuse pikiprofil viiteajaga 70 ns säriajaga 50 ns energiaga 50 mJ.

### 3.2.2. Plasma paisumiskiiruse sõltuvus rõhust

Piltidelt mõõdetud lööklaine asukohad järgivad seost  $x = R_0[1 - \exp(-\beta t)] + x_0$  (Joonis 3.13a). Suurematel viiteaegadel on lööklaine struktuur ebastabiilsuste tõttu moonutunud. Plasma mõõtmete määramine pole enam triviaalne protsess, mistõttu katsepunktid asuvad lähenduskõvera ümber juhuslikumalt. Lööklaine levikukiirus on arvutatud lööklaine asukoha lähendusvalemi ajalise tuletise kaudu (Joonis 3.13b). Kiirguse intensiivsuse maksimumi liikumine ei pea tingimata vastama reaalse osakeste liikumisele. Sarnastel katsetingimustel on iooni energiaanalüsaatoriga lennuaega mõõtes leitud, et tantaali ionide liikumiskiirus on suurusjärgus  $10^4$  m/s [19]. Volframi lööklaine levikukiirus on samas suurusjärgus, lööklaine kiirus võib vastata esimeses lähenduses plasma osakeste kiirusele.



Joonis 3.13: Plasma frondi levik erinevatel rõhkudel. (a) Lööklaine asukohad koos lähendusvalemiga  $x = R_0[1 - \exp(-\beta t)] + x_0$ . (b) Lööklaine levikukiirus  $v = \frac{dx}{dt} = R_0\beta \exp(-\beta t)$ .

Maandatud märklaua ja aluse diameeter on 10 cm, mis on palju suurem plasma lineaarmõõtmetest. Laetud plasma osakese jaoks on märklaua alus praktiliselt lõpmata suur maandatud plaat. Peegelkujutiste meetodi järgi tekitab märklauast kaugusel  $x_q$  olev punktlaeng laenguga  $q$  märklauast kaugusel  $x$  ja sümmeetriateljst kaugusel  $r$  potentsiaali

$$U(x, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q}{\sqrt{r^2 + (x - x_q)^2}} + \frac{-q}{\sqrt{r^2 + (x + x_q)^2}} \right). \quad (3.2)$$

Indutseeritud laengu pindtihedus on

$$\sigma = -\epsilon_0 \left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{-q x_r}{2\pi(r^2 + a^2)^{3/2}} \quad (3.3)$$

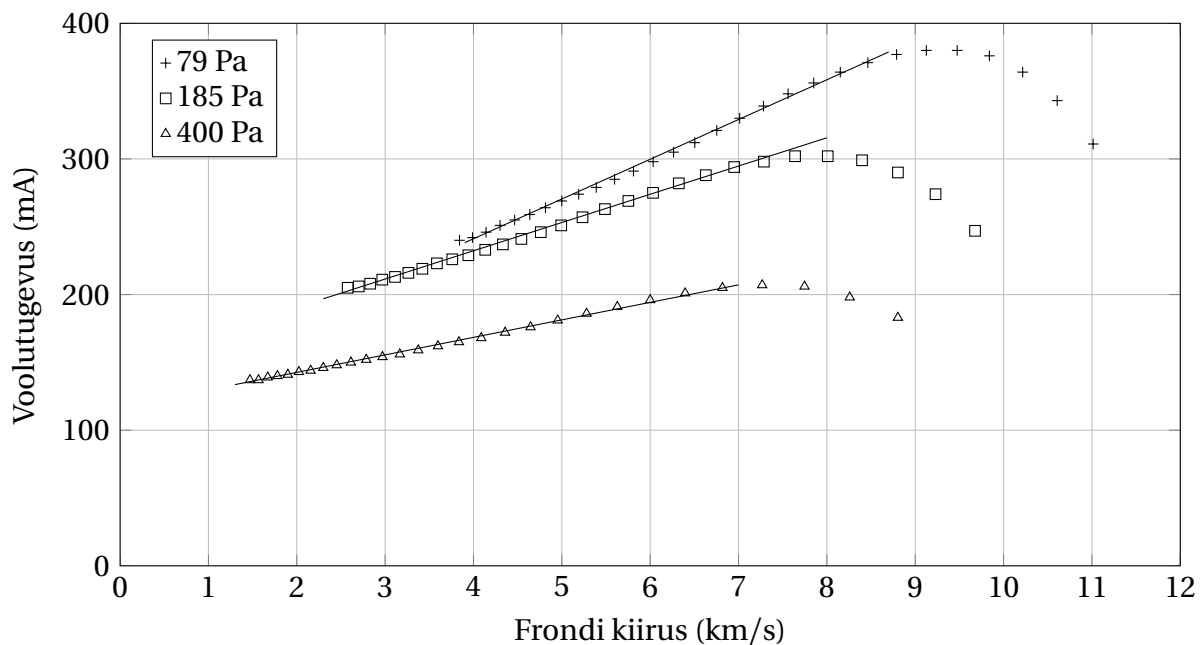
ja kogulaeng

$$Q = \int_0^R \sigma(r) 2\pi r dr = q \left( \frac{x_q}{\sqrt{x_q^2 + R^2}} - 1 \right). \quad (3.4)$$

Kiirusega  $v$  liikuv punktlaeng indutseerib vooluimpulsi

$$I(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial x_q} \frac{\partial x_q}{\partial t} = \frac{qR^2}{(x_q^2 + R^2)^{3/2}} v. \quad (3.5)$$

Kui kehtib tingimus  $x_q \ll R$ , siis peaksid voolutugevus ja kiirus olema proportsionaalsed. Iga kahekümne nanosekundi järel on registreeritud plasma kiirusintensiivsus, piltidelt on leitud frondi asukoht ja lähendusvalemi kaudu kiirus. Samadel ajahetkedel on ostsilloskopiaga registreeritud voolutugevus, katsepunktid on kujutatud joonisel 3.14. Paarkümmend nanosekundit pärast laservälget ei ole plasma paisumiskiirus proportsionaalne laengukandjate keskmise kaugusega märklauast, sest elektronide ja ioonide emissioon annab olulise panuse kogu ruumlaengusse. Hilisematele ajahetkedele vastavad katsepunktid asuvad sirgel, voolutugevus on lineaarses sõltuvuses laetud osakeste levikukiirusest. Regressioonisirgel on vabaliige, sest laserindutseeritud plasmas on mõlemat liiki laengukandjaid ja kuigi ioonide liikumine mõjutab vooluimpulssi vähe, ei ole kogu vooluimpulss modelleeritav ainult plasma paisumiskiiruse kaudu. Plasma sees elektriväli puudub, ainult plasma äärealadel asuvad laetud osakesed indutseerivad märklaua laengu. Märklaua alus on plasmas palju suurem, enamik märklauast ei ole varjestatud, mistõttu front saab mõjutada märklaua olevat pindlaengut.



Joonis 3.14: Voolutugevus on hilisematel ajahetkedel lineaarne frondi kiirusega.

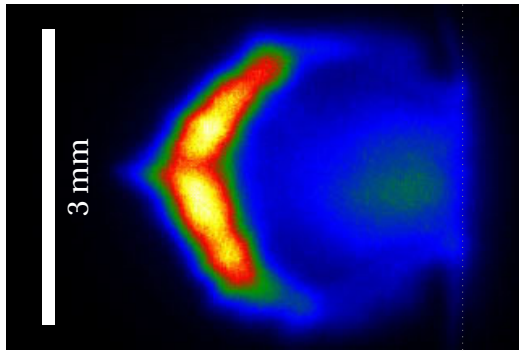
### 3.2.3. Spektraalselt lahutatud kiirgus

Plasma tuuma kiirgus on tugevam sinises spektriosas, plasma siseosa koosneb peamiselt volframi aatomitest (Joonis 3.15). Märklaualt lahkunud volframi aatomid pidurduvad ja kiirgavad valgust. Kuna pärsskiirguse footonite energiad ei ole kvantiseeritud, eksisteerib väikestel viiteaegadel spektris tugev pidevkomponent (Lisa A). Punase filtriga registreeritud pildidel on seetõttu näha nii argooni joonkiirgus kui ka volframi pärsskiirgus. Erinevate filtritega tehtud pildidel on plasma kiirguse välisosa sarnane, sest plasma ja argooni vahel ei eksisteeri õhukest piirpinda. Frondi moodustavad nii volframi kui ka argooni aatomid [20].

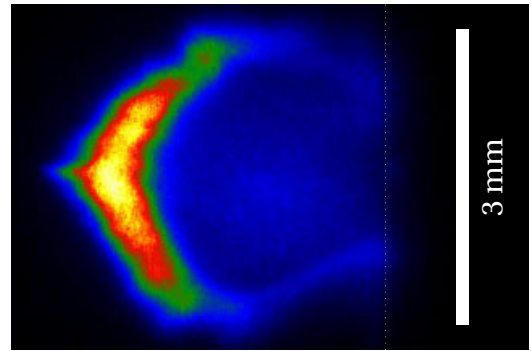
Pildid ei vasta plasma läbilõikele, plasma sisemise osa kiirgusele lisandub väliskihtide kiirgus. Silindersümmeetrilise plasma läbilõiget on võimalik taastada Abeli pöördteisendusega. Kõrgvaakumis on plasma fluktuatsioonid väikesed, 100-st paskalist suurematel rõhkudel on plasma ebastabiilsused suured ning Abeli pöördteisendust ei saa kasutada.

Punane filter laseb läbi 5% kogu kiirgusest, sinine 64% kogu kiirgusest. Ülejäänud 31% kiirgusest moodustavad peegeldumiskaod ja kiirgus, mis ei asu kummagi filtri läbilastavas spektrivahemikus.





(a) 380–520 nm

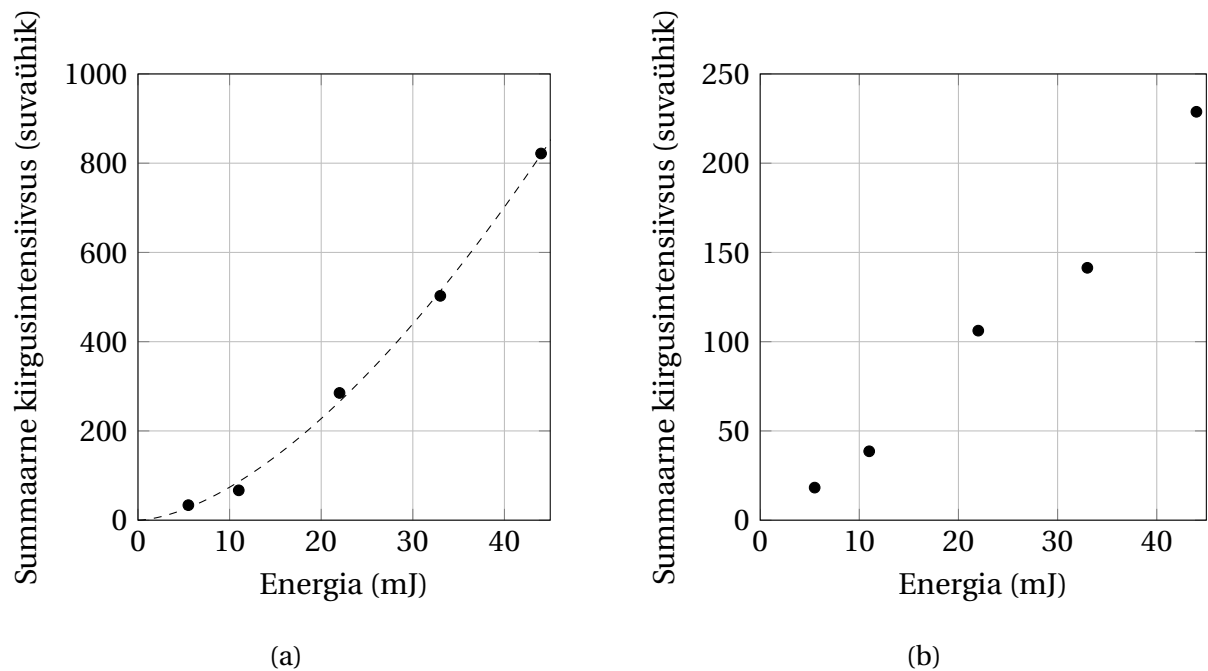


(b) > 710 nm

Joonis 3.15: Plasma kiirgusjaotus viiteajaga 70 ns säriajaga 50 ns energiaga 50 mJ rõhul 100 Pa. Märklaua lähedal on plasma kiirgus punases spektripiirkonnas (a) nõrgem kui sinises (b).

### 3.2.4. Kiirguse sõltuvus laservälke energiast

Laserimpulsi energia suurenedes kasvavad plasmapiilve mõõtmed ja kiirgusintensiivsus. Rõhul 100 Pa on spektraalselt ja ruumiliselt integreeritud kiirgusintensiivsus astmefunktsioon laserimpulsi energiast, astendajaks on 1,62 (Joonis 3.16a). Ajal, mil laserkiire energia neeldub märklauas, emiteeritakse kiireid elektrone, fotoelektrilise efekti tootlikkus on astmefunktsioon energiast. Alumiiniumist valmistatud märklaudadel on vastav astmekordaja 2 [15], hõbedal on astmekordaja 1 ja 1,5 vahel [2]. Aeglase elektronide ja positiivsete ioonide tootlikus sõltub energiast lineaarselt [15]. Suur osa frondi kiirgusest võib olla tekitatud kiirete elektronide poolt, mis on tekkinud laserkiire vastastikmõjust märklauaga. Rõhul  $10^{-4}$  Pa on astmefunktsiooni kordaja 1,23, kuid katsepunktide suure hajuvuse tõttu ei saa välistada ka lineaarset seost (Joonis 3.16b). Rõhul  $10^{-4}$  Pa on ümbritsev gaas hõre, kiired elektronid lahkuvad märklaualt vahetult pärast laservälget ja tõenäosus, et need elektronid ergastavad argooni aatomeid, on väga väike. Domineerib selliste osakeste kiirgus, mille tootlikus sõltub lineaarselt laserimpulsi energiast või mille astendaja on ühe lähedal.

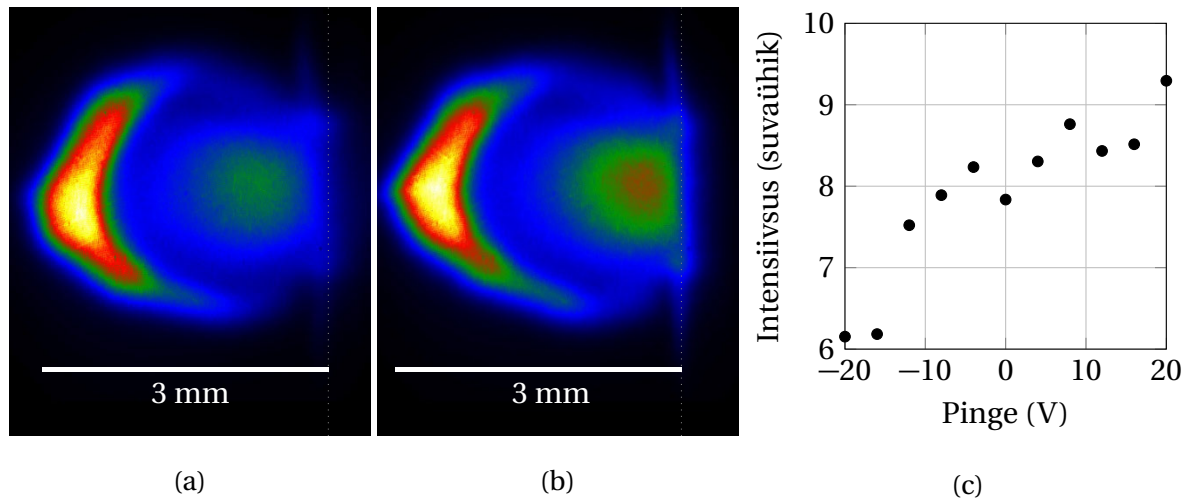


Joonis 3.16: Spektraalselt ja ruumiliselt integreeritud kiirgusintensiivsuse sõltuvus energiast viiteajaga 50 ns säriajaga 20 ns. (a) Rõhul 100 Pa on katsepunktid lähendatavad astmefunktsiooniga kujul  $I_0 \cdot E^{1.62}$ . (b) Summaarne kiirgusintensiivsus rõhul  $10^{-4}$  Pa.

Rõhul 100 Pa suurematel energiatel vooluimpulsi küllastus viitab, et oluline osa laservälke energiast neeldub plasmas. Märklaua ja plasmas neeldunud sama energia võib tekitada erineva intensiivsusega kiirguse, mis võib seletada lineaarse sõltuvuse puudumist. Kiirgusintensiivsuse sõltuvus energiast koosneb sellisel juhul kahest piirkonnast. Väikestel laservälke energiatel on plasmas neeldumine tühine ja kiirgusintensiivsus on määratud ergastatud aatomite emissiooniga. Suurtel energiatel tekib plasma varjestus laservälke alguses, kiirgusintensiivsus sõltub peamiselt plasmas neeldunud energiast.

### 3.2.5. Kiirguse sõltuvus märklaua pingest

Rõhul 100 Pa suureneb märklaua lähedal asuva ala intensiivsus positiivse pingega (Joonis 3.17), intensiivsuse maksimumi asukoht liigub märklauale lähemale. Plasma frondi kiirguse sõltuvust lisapingest ei ole märgata. Positiivne lisapotentsiaal tõmbab märklaua poole elektrone, mis põrkumisel ergastavad volframi aatomeid. Ioonide mass on palju suurem elektronide massist, -20 V suurusjärgus oleva pinge mõju ioonidele on väike ning positiivsete ergastatud ioonide lähenemist märklauale ei ole märgata.



Joonis 3.17: Kiirguse jaotus rõhul 100 Pa viiteajaga 70 ns säriaajaga 50 ns. Märklaua lähedal asuv ala kiirgab (a) pingel -16 V nõrgemalt kui (b) pingel 16 V. (c) Plasma tuuma kiirguse intensiivsuse sõltuvus lisapotentsiaalst.

## Kokkuvõte

Töö käigus registreeriti volframi laserindutseeritud plasma indutseeritud vooluimpulss märklaua ahelas ja ICCD kaameraga salvestati plasma optiline kiirgus. Katsed viidi läbi erinevatel laservälke energiatel, ümbritseva gaasi rõhkudel ja märklaua pingetel.

Indutseeritud vooluimpulsid ja plasma optiline kiirgus sõltuvad tugevalt argooni rõhust. Mõõdetud parameetrid on ümbritseva gaasi rõhu suhtes kõige tundlikumad vahemikus 10–1000 Pa, mil plasmapiilve mõõtmete ja aatomite vaba tee pikkuse erinevus ei ületa ühte suurusjärku. Madalamatel rõhkudel kui 1 Pa paisub plasma pörkevabalt, vooluimpulss on suhteliselt väike ja plasma kiirgus nõrk. Rõhu suurendamisel kuni 10 Pa indutseerivad laetud osakesed märklaua tugevama vooluimpulsi, kuid rõhu edasisel kasvul on registreeritav signaal osakeste rekombinatsiooni ja nende väiksema kiiruse tõttu nõrgem. Rõhkudel 10–1000 Pa on jälgitav tugevalt kiirgav lööklaine, kõrgematel rõhkudel on plasma ebastabiilsem ja selle struktuur laguneb. Kiirgava frondi levikukiirus iseloomustab plasma osakeste kiirust, vooluimpulsi ajaliskäiku saab siduda lööklaine levikuga.

Märklaua positiivne pingestamine suurendab plasma kiirguse intensiivsust. Sellisel juhul tõmbab märklaud enda poole elektrone, mis ergastavad märklaua lähedal asuvaid aatomeid. Plasma siseosas kiirgavad volframi aatomid, kuid välisosas on registreeritavad nii volframi kui ka argooni atomaarse kiirguse spektrijooned. Suurematel laseri energiatel esinevad küllastusnähtused.

Uurimustöö tulemusena saab hinnata tekkinud volframi laserindutseeritud plasma dünaamikat ja seal toimuvaid füüsikalisi protsesse. Edasist uurimist nõuab ionide ja elektronide osakaal indutseeritud vooluimpulsside tekitamisel. Selleks tuleks täiendada eksperimendiskeemi ja kasutada sobivaid mudeleid.

## **Tänuavaldused**

Soovin tänada kõiki oma töö valmimisele kaasa aidanud inimesi. Eelkõige tänan oma juhendajat Kaarel Piipu kaasaitamise eest mahukate eksperimentide läbiviimisel, kiire tagasiside ja asjalike ettepanekute eest. Tänusõnad kuuluvad ka Matti Laanele ja Peeter Parisele teemakohaste teadusartiklite soovitamise ja konstruktiivse tagasiside eest. Samuti soovin tänada Karl Ehatähte, kes jagas näpunäiteid uurimustöö vormistamise kohta LaTeXis.

## Kasutatud kirjandus

- [1] S. Amoruso, R. Bruzzese, N. Spinelli ja R. Velotta, “Characterization of laser-ablation plasmas”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **32**, R131–R172 (1999).
- [2] R. Issac, G. Varier, P. Gopinath, S. Harilal, V. Nampoori ja C. Vallabhan, “Prompt electron emission and collisional ionization of ambient gas during pulsed laser ablation of silver”, *Applied Physics A: Materials Science & Processing* **67**, 557–561 (1998).
- [3] J. P. Singh ja S. N. Thakur, *Laser-induced breakdown spectroscopy* (Elsevier Science, 2007).
- [4] R. Noll, *Laser-induced breakdown spectroscopy: fundamentals and applications* (Springer, 2012).
- [5] S. S. Harilal, C. V. Bindhu, M. S. Tillack, F. Najmabadi ja A. C. Gaeris, “Internal structure and expansion dynamics of laser ablation plumes into ambient gases”, *Journal of Applied Physics* **93**, 2380 (2003).
- [6] A. W. Miziolek, V. Palleschi ja I. Schechter, *Laser induced breakdown spectroscopy* (Cambridge University Press, 2006).
- [7] S. J. Hill, *Inductively coupled plasma spectrometry and its applications* (Wiley-Blackwell, 2007).
- [8] R. L. Merlino, “Understanding langmuir probe current-voltage characteristics”, *Am. J. Phys.* **75**, 1078 (2007).
- [9] R. D. Blandford ja K. S. Thorne, *Applications of classical physics*, (okt 2013) <http://www.pma.caltech.edu/Courses/ph136/yr2012/1220.2.K.pdf> (vaadatud 02.05.2014).
- [10] Q. Zhuang, K. Tanaka ja R. Nakata, “A new method to monitor the process of laser ablation: measurements on the current induced by ablated particles”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, L1089–L1092 (1995).
- [11] I. Mihaila, C. Ursu, A. Gegiuc ja G. Popa, “Diagnostics of plasma plume produced by laser ablation using ICcd imaging and transient electrical probe technique”, *Journal of Physics: Conference Series* **207**, 012005 (2010).

- [12] K. F. Al-Shboul, S. S. Harilal, A. Hassanein ja M. Polek, “Dynamics of c2 formation in laser-produced carbon plasma in helium environment”, *Journal of Applied Physics* **109**, 053302 (2011).
- [13] R. C. Issac, P. Gopinath, G. K. Varier, V. P. N. Nampoori ja C. P. G. Vallabhan, “Twin peak distribution of electron emission profile and impact ionization of ambient molecules during laser ablation of silver target”, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 163 (1998).
- [14] P. Mora, “Plasma expansion into a vacuum”, *Physical Review Letters* **90** (2003) 10.1103/physrevlett.90.185002.
- [15] S. Amoruso, M. Armenante, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta ja X. Wang, “Emission of prompt electrons during excimer laser ablation of aluminum targets”, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 7 (1999).
- [16] S. Amoruso, M. Armenante, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta ja X. Wang, “Characterization of fast electron emission in UV laser ablation of metallic targets”, *Appl Phys A* **69**, S483 (1999).
- [17] J. Vadillo, J. Fernandez Romero, C. Rodriguez ja J. Laserna, “Effect of plasma shielding on laser ablation rate of pure metals at reduced pressure”, *Surface and interface analysis* **27**, 1009–1015 (1999).
- [18] J. Karhunen, A. Hakola, J. Likonen, A. Lisovski, P. Paris, M. Laan, K. Piip, C. Porosnicu, C. P Lungu ja K. Sugiyama, “Development of laser-induced breakdown spectroscopy for analyzing deposited layers in ITER”, *Phys. Scr.* **T159**, 014067 (2014).
- [19] L. Torrisi, S. Gammino, L. Ando ja L. Laska, “Tantalum ions produced by 1064 nm pulsed laser irradiation”, *Journal of Applied Physics* **91**, 4685 (2002).
- [20] D. Autrique, V. Alexiades ja H. Khanal, “Hydrodynamic modeling of ns-laser ablation”, *kogumikus Electronic journal of differential equations*, Vol. 20 (2013), lk 1–14.

# **Tungsten laser-induced plasma: current pulses and spatially resolved optical emission**

Lauri Hämarik

## **Summary**

Since tungsten is suitable as a plasma-facing material in a fusion reactor, it will be used for the divertor in the International Thermonuclear Experimental Reactor. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) is a non-contact analysis method that could provide *in situ* measurements of a plasma-facing material's depth profile. It might be easier to interpret LIBS' results if laser induced plasma dynamics are well researched. The aim of this thesis was to obtain knowledge about spatial and temporal characteristics of the tungsten laser-induced plasma.

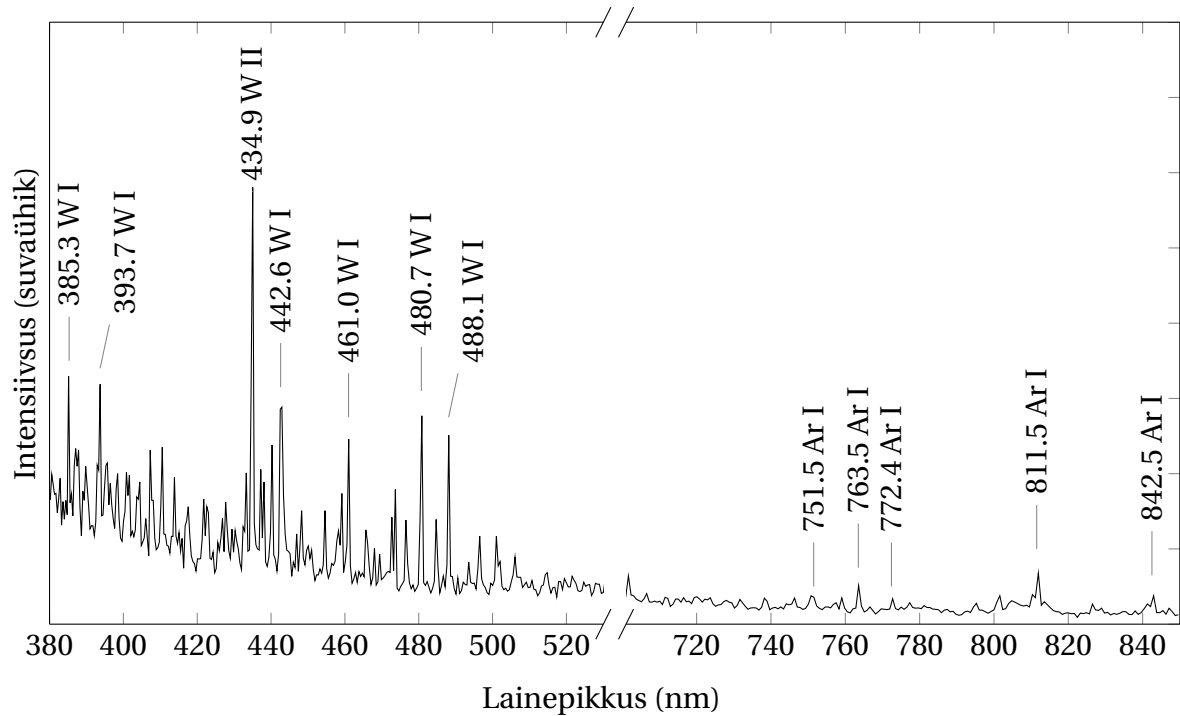
A systematic study of the tungsten laser-induced plasma dynamics was attempted by studying both spatially resolvable plasma optical emission and current induced by ablated particles. Measurements were carried out in argon at pressures between  $10^{-4}$  and  $10^4$  Pa with different laser fluences and target electrical potentials.

The main results are as follows:

- Induced current and plasma optical emission are affected by background pressure, three distinctive regions exist. At pressures below 1 Pa plasma is collisionless, measured signals are weak. At pressures higher than 1000 Pa plasma is unstable and distinctive structure vanishes quickly. At intermediate pressures formation of a shock wave is observed.
- Positively biased target intensifies optical emission. Affected area is close to the target.
- Plasma core consists of tungsten but shockwave's optical emission is produced both by tungsten and argon atoms.

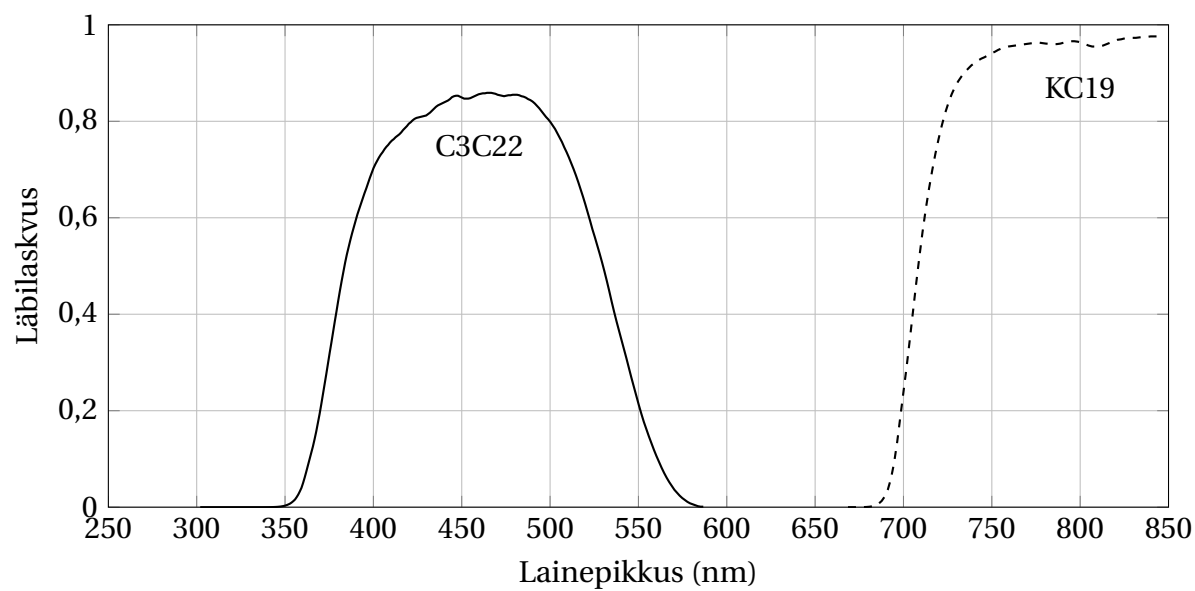


## A. Volframi laserindutseeritud plasma kiirgusspekter



Joonis A.1: Volframi laserindutseeritud plasma kiirgusspekter argoonikeskkonnas rõhul 100 Pa, viiteaeg on 100 ns ning säriaeg 50 ns.

## B. Filtrite läbilaskvuskõverad



Joonis B.1: C3C22 ja KC19 optiliste filtrite mõõdetud läbilaskvused.

## **Lihtlitsents lõputöö reprodutseerimiseks ja lõputöö üldsusele kättesaadavaks tegemiseks**

Mina, Lauri Hämarik,

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose  
„Volframi laserindutseeritud plasma: vooluimpulsid ja kiirguse ruumiline jaotus“,  
mille juhendaja on Kaarel Piip,
  - 1.1. reprodutseerimiseks säilitamise ja üldsusele kättesaadavaks tegemise eesmärgil, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace-is lisamise eesmärgil kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni;
  - 1.2. üldsusele kättesaadavaks tegemiseks Tartu Ülikooli veebikeskkonna kaudu, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace'i kaudu kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni.
2. olen teadlik, et punktis 1 nimetatud õigused jäävad alles ka autorile.
3. kinnitan, et lihtlitsentsi andmisega ei rikuta teiste isikute intellektuaalomandi ega isikuandmete kaitse seadusest tulenevaid õigusi.

Tartus, **27.05.2014**